

Mars 1965

LRP 15/65

LABORATOIRE DE RECHERCHES SUR LA PHYSIQUE DES PLASMAS  
FINANCÉ PAR LE FONDS NATIONAL SUISSE DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

MESURE DU VECTEUR DE PROPAGATION A L'INTERIEUR D'UN PLASMA

CONFINE ET CHAUFFE PAR UN CHAMP DE HAUTE FREQUENCE

R. Keller

LAUSANNE

MESURE DU VECTEUR DE PROPAGATION A L'INTERIEUR D'UN PLASMA  
CONFINE ET CHAUFFE PAR UN CHAMP DE HAUTE FREQUENCE

R. Keller

Abstract

A hydrogen plasma is confined and heated by means of a  $\theta$ -coil which is fed by a high frequency generator of 13 megawatt maximum power. The amplitude and phase of the magnetic field which penetrates the interior of the plasma are measured. The propagation vector is determined from the phase-amplitude relationship. An anomaly in the skin effect is observed in the case where the mean free path for electrons is larger than the skin depth. The behaviour of the plasma during the heating process, ohmic dissipation, ionization and the Poynting vector are discussed.

Lausanne

# Mesure du vecteur de propagation à l'intérieur d'un plasma confiné et chauffé par un champ de haute fréquence

R. KELLER

## 1. But de l'expérience

Le chauffage d'un plasma au moyen de la haute fréquence apparaît comme étant un moyen très efficace. Dans une première étude faite par E. Weibel (1), il en ressort les avantages évidents, dont voici quelques points essentiels :

Le rendement énergétique est favorable; l'énergie HF se dissipe presque entièrement dans le plasma. Contrairement aux champs quasi-statiques et aux champs accompagnant les ondes de choc, la haute fréquence ne pénètre que très peu dans un plasma. Grâce à l'effet de peau, le plasma reste confiné par le champ de haute fréquence seul. L'émission de radiations cyclotroniques n'a pas lieu dans un plasma exempt de champ magnétique. Le plasma est macroscopiquement stable.

Dans le présent travail, nous montrons qu'il est possible de chauffer et de confiner un plasma d'hydrogène, de densité relativement grande, au moyen de la haute fréquence. La puissance considérable pour bâtir le champ magnétique nécessaire au confinement est engendrée par un générateur à ligne de 13 MW (voir réf. 2).

Les températures électroniques sont calculées d'après l'équation d'équilibre de pression, dans laquelle nous incluons un taux d'ionisation variable dans le temps.

La méthode de diagnostic utilisée est uniquement celle des sondes magnétiques. Par la mesure de l'amplitude et de la phase, nous obtenons le vecteur de propagation. Celui-ci présente une anomalie lorsque le libre parcours moyen des électrons devient plus grand que l'épaisseur de peau. La connaissance du vecteur de propagation nous permet de déterminer la température dans certains cas.

## 2. Dispositif expérimental

Le plasma est contenu dans un tube cylindrique et soumis à un champ magnétique axial formé par une bobine de couplage enroulée autour du tube. La disposition est illustrée dans la fig. 1. Un tube de Pyrex de 1 mètre de long et de 5,1 cm de diamètre intérieur est garni aux extrémités par des électrodes annulaires servant à la préionisation. Le courant de préionisation est amorti de façon presque critique, la première alternance de 6  $\mu$ sec atteint 10 kA, et la seconde est 20 fois plus faible. Le déclenchement du générateur HF est retardé de 17  $\mu$ sec par rapport au premier passage à zéro du courant de préionisation. La partie centrale du tube est recouverte d'un blindage de 20 cm de longueur divisé en 3 secteurs. Il est mis à la terre par 6 bandes de cuivre servant en même temps au retour du courant de préionisation. Les 6 spires de la bobine de couplage sont enroulées autour du blindage dont le but est de rendre le champ homogène. Le générateur de haute fréquence alimente la bobine par l'intermédiaire d'un condensateur d'accord. La fréquence est de 4,8 MHz et la puissance atteint 13 MW.

L'adaptation du circuit au générateur est déterminée par le nombre de spires de la bobine de couplage. Considérons le plasma comme une couche de courant cylindrique de rayon moyen  $r_0$  et dont l'épaisseur est égale à la profondeur de pénétration  $\delta$ . Soit encore  $n$  le nombre de spires,  $r_1$  le rayon moyen de la bobine et  $b$  sa longueur (qui est aussi celle du blindage). La résistivité du plasma est donnée par la relation

$$\rho = \frac{1}{2} \mu_0 \omega \delta^2 \quad (1)$$

où  $\omega$  est la fréquence angulaire du générateur. La résistance du cylindre de plasma devient alors

$$R_0 = 2 \pi r_0 \rho / b \delta \quad (2)$$

La condition d'adaptation est (dans l'approximation  $b \gg r_1$ )

$$Z = n^2 R_0 \quad (3)$$

où  $Z$  est l'impédance du générateur.

Avec  $Z = 2,3 \Omega$ ,  $n = 6$ ,  $r_0 = 2,4 \cdot 10^{-2}$  m et  $b = 0,2$  m, l'adaptation est réalisée lorsque  $R_0 = 0,064 \Omega$ ,  $\delta = 4,5 \cdot 10^{-3}$  m et  $\rho = 3,8 \cdot 10^{-4} \Omega \text{m}$ .

Le facteur de surtension est égal à

$$Q = \omega L_1 / Z = 8 \quad (4).$$

Le courant dans la bobine de couplage est de 2380 A<sub>eff</sub> pour une puissance de 13 MW. Le champ magnétique s'élève à 900 Gauss efficace. La résistivité pour laquelle il y a adaptation correspond à une température de 19'000 degrés K selon l'expression de L. Spitzer (3)

$$\rho = 10^3 T^{-3/2} \quad (\text{avec } \ln \Lambda = 8) \quad (5)$$

Dans tous nos essais la température est supérieure et la résistance du plasma inférieure par conséquent. Le facteur de surtension devient donc plus grand, mais il ne peut pas dépasser le double de la valeur à l'adaptation parfaite. En effet, dans le cas d'un court-circuit, toute l'énergie est réfléchie dans le générateur à ligne et les courants se trouvent doublés.

La sonde magnétique est faite de 30 spires de fil bobiné sur un mandrin de 1 mm  $\phi$ , placée dans un tube de verre de 2,5 mm de diamètre extérieur. L'épaisseur du fil est de 0,1 mm. La sonde est étalonnée en commun avec l'intégrateur au moyen d'un champ magnétique produit dans une bobine de dimensions connues. La bobine fait partie d'un circuit oscillant dont on mesure la tension et la fréquence. L'amplitude, ainsi que la phase, sont mesurées directement sur les oscillogrammes au moyen d'un réglet gradué. Comme le générateur produit des trains d'ondes de 10 périodes seulement, il est aisé de relever les distances, période par période. Un soin particulier est donné au trigger extérieur de l'oscilloscope.

### 3. Chauffage en équilibre de pression

Le confinement est assuré si la pression magnétique reste à tout moment supérieure ou égale à la pression du gaz. Comme la haute fréquence chauffe en même temps le plasma, la puissance doit suivre l'évolution de la température. Cette évolution est décrite par une équation différentielle que nous allons établir en faisant des hypothèses simplificatrices.

La condition d'équilibre est donnée par

$$B^2 = 2 \mu_0 n_e k T \quad (6)$$

où B est la valeur efficace du champ,  $n_e$  le nombre d'électrons par  $m^3$  et T la température électronique. Nous négligeons la température des ions.

La puissance de chauffage est

$$P_{ch} = \frac{d}{dt} \left[ \frac{3}{2} k n_e T \right] \pi r^2 b \quad (7)$$

La puissance ohmique  $J^2 R_o$  doit subvenir au chauffage du plasma et aux autres dissipations telles que les pertes par conduction thermique, la radiation, l'ionisation, etc. Si l'on introduit un rendement de chauffage  $\mathcal{J}$  défini par

$$P_{ch} = \mathcal{J} J^2 R_o \quad (8)$$

et qu'on égale les deux expressions (7) et (8), on est amené à l'équation

$$\frac{d}{dt} (n_e T) = \frac{2 \mathcal{J} \omega \mathcal{J} B^2}{3 \mu_o k r} \quad (9)$$

où l'on a fait usage des formules (1), (2) et de l'expression pour le courant circulant dans le plasma

$$J = \frac{Bb}{\mu_o} \quad (10)$$

L'épaisseur de peau est encore à remplacer par la température en combinant les formules (1) et (5) :

$$\mathcal{J} = a T^{-3/4} \text{ avec } a = \left( \frac{2000}{\mu_o \omega} \right)^{1/2} \quad (11)$$

Par ailleurs nous admettons que le nombre d'électrons  $n_e$  reste constant en première approximation (ionisation négligée). Cherchons l'évolution de la température en imposant un rayon r constant. L'équation différentielle pour la température devient

$$\frac{dT}{dt} = \frac{4 \mathcal{J} a \omega T^{1/4}}{3 r} \quad (12)$$

$$\text{et intégrée} \quad T = (2 \pi \mathcal{J} a N/r)^{4/3} \quad (13)$$

où N exprime le nombre de périodes  $\omega t/2\pi$  du champ de haute fréquence.

La dernière formule mérite une attention particulière. Nous remar-

quons que la température doit augmenter comme  $N$  à la puissance  $4/3$ .  
En vertu de (6) le champ doit augmenter comme  $N$  à la puissance  $2/3$  :

$$B = B_2 \left( \frac{N}{N_2} \right)^{2/3} \quad (14)$$

Il est donc nécessaire de programmer l'amplitude du générateur. Une fois l'amplitude  $B_2$  et le nombre de périodes  $N_2$  fixés, le rendement est automatiquement déterminé. Il suffit de combiner les expressions (6), (13) et (14) pour l'obtenir :

$$\eta = \frac{r}{2\pi a N_2} \left[ \frac{B_2^2}{2\mu_0 k n_e} \right]^{3/4} \quad (15)$$

Donnons l'exemple suivant :  $n_e = 10^{21}$  -  $B_2 = 0,09$  -  $N_2 = 9$  -  $r = 0,025$  -  $a = 7,3$  pour 4,8 MHz (en unités MKS). Le rendement devient égal à 0,66. Cela signifie que 66 % de la puissance ohmique sert à chauffer le plasma et le surplus s'écoule aux parois par conduction thermique (en majeure partie). En diminuant la densité du plasma jusqu'à  $5,8 \cdot 10^{20}$  le rendement s'approche de 100 %. Avec une densité encore inférieure, le rendement dépasserait l'unité selon la formule (15), et les conditions avec lesquelles nous avons fait le développement ci-dessus ne peuvent pas être maintenues. C'est le rayon  $r$  du plasma qui doit diminuer : il y a compression.

En résumé, il se passe ceci : Pour des densités relativement grandes, un gradient de densité s'établit près de la paroi, de sorte que le surplus de chaleur dicté par l'expression (15) s'écoule en majeure partie par conduction thermique. Plus la densité moyenne est petite, plus le plasma décolle de la paroi, et au-dessous d'une certaine valeur critique, le plasma se sépare complètement de la paroi, il se comprime.

La modulation d'amplitude réalisée dans nos mesures obéit assez bien au programme (14). L'oscillogramme reproduit dans la figure 6 montre un exemple.

#### 4. Evolution de la température et du taux d'ionisation

L'interprétation des résultats demande une connaissance aussi exacte que possible de l'état du plasma. Comme nous n'avons pas fait de

mesures directes de la température et de la densité, nous devons faire foi au diagnostic par sondes magnétiques appliqué dans ce travail.

Durant le confinement réalisé, le plasma situé dans la région centrale ne peut pas être perturbé par les effets de bord, parce que les ondes acoustiques venant des extrémités de la bobine n'ont pas le temps de parvenir au plan médian. Donc la température électronique devrait être celle que nous calculons.

Comme le plasma est exempt de champ magnétique,  $n_e T$  est donné par  $B^2/2\mu_0 k$  (pression des ions négligée). Le champ magnétique en fonction de  $N$  est indiqué dans la figure 2. Connaissant le taux d'ionisation initial et la section efficace d'ionisation, il est possible de calculer les valeurs  $n_e$  et  $T$  séparément en fonction du temps.

Le plasma est supposé isotherme.

Soit  $\sigma$  la section efficace d'ionisation et  $v$  la vitesse d'un électron, et effectuons la moyenne sur le spectre de Maxwell  $\overline{v\sigma}$ . L'équation différentielle pour la densité électronique sera

$$\frac{d n_e}{dt} = n_e (n - n_e) \overline{v\sigma} \quad (16)$$

où  $n$  est le nombre d'atomes par unité de volume.

Après intégration le taux d'ionisation devient

$$n_e/n = 1/2 + 1/2 \operatorname{Th} \left[ \int 1/2 n \overline{v\sigma} dt \right] \quad (17)$$

Cette dernière expression est liée à l'expression (6) par l'intermédiaire de  $\overline{v\sigma}$  qui est fonction de la température. La solution du système d'équations a été effectuée au moyen d'un ordinateur électronique. La puissance d'ionisation est déterminée comme suit :

$$P_i = \pi r_o^2 b e E_i \frac{dn_e}{dt} \quad (18)$$

où  $E_i$  est l'énergie nécessaire à la création d'une paire d'ions lors du choc d'un électron avec un atome d'hydrogène.  $E_i$  est égal à 25 eV selon un travail récent de E. Hinov, A.S. Bishop et F.W. Hofmann (4).

La section efficace d'ionisation introduite dans notre calcul est



tirée du travail de W.L. Fite et R.T. Brackmann (5). Voir aussi (9).

Le taux d'ionisation initial est calculé d'après les résultats de J.M.P. Quinn (6) que nous pouvons appliquer à notre cas. Pendant les 17  $\mu$ sec qui s'écoulent entre la fin de la préionisation et le début de la HF, la recombinaison de volume est prédominante. Son coefficient  $\alpha$  est de  $2,2 \cdot 10^{-11}$  cm<sup>3</sup>/sec. En intégrant  $d/dt (1/n_e) = \alpha$ , nous obtenons le taux d'ionisation initial  $n_e/n = (1 + \alpha nt)^{-1}$  donné dans le tableau I, pour les 6 pressions de remplissage que nous avons choisies :

p( $\mu$ )	n (m <sup>-3</sup> )	n <sub>e</sub> /n
107	75.10 <sup>20</sup>	0,265
60	42	0,39
38	27	0,50
24	17	0,61
17	12	0,69
7,8	5,5	0,83

Tableau I

La figure 3 montre l'évolution du taux d'ionisation en fonction du nombre de périodes. La figure 2 montre l'évolution de la température moyenne. Les puissances ohmiques et d'ionisation sont reportées dans la figure 4. En 9 périodes, soit en un temps de 1,9  $\mu$ sec, la haute fréquence parvient à ioniser complètement le plasma, tant que la pression de remplissage reste inférieure à 60 microns de Hg. La puissance d'ionisation est en général comparable à la puissance ohmique. Le total des deux atteint 12 MW dans le cas de 107  $\mu$ , ce qui nous paraît un peu trop élevé comparé à la puissance disponible de 13 MW. D'autres dissipations, telles que les effets au bord de la bobine de couplage et les pertes dans le cuivre, viennent s'ajouter aux 12 MW calculés.

## 5. Détermination du vecteur de propagation

### a) Cas normal

Le vecteur  $k$ , qui caractérise la propagation de l'onde électromagnétique dans le plasma, possède une orientation dans le plan complexe qui dépend de la fréquence de plasma  $\omega_p$ , de la fréquence de collision  $\nu$  et du libre parcours moyen des électrons. Nous déterminons son orientation d'après la mesure de l'amplitude et de la phase du champ magnétique.

Voici d'abord quelques considérations théoriques. Le champ électrique  $E$  obéit à l'équation d'onde

$$\Delta E = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{\mu_0}{\rho} \frac{\partial E}{\partial t} \quad (19)$$

Le premier terme du membre de droite est négligeable dans notre cas parce que  $\omega_p$  est toujours beaucoup plus grand que  $\omega$  et  $\nu$ . La résistivité  $\rho$  est donnée par

$$\rho = \rho_0 + i \rho_1 \quad (20)$$

$$\text{avec } \rho_0 = \frac{\nu}{\varepsilon_0 \omega_p^2} \quad \text{et} \quad \rho_1 = \frac{\omega}{\varepsilon_0 \omega_p^2} \quad (21)$$

et la fréquence de plasma

$$\omega_p^2 = \frac{en}{\varepsilon_0} \cdot \frac{e}{m} \quad (22)$$

Soit d'abord une onde plane

$$E = E_0 e^{-ikx + i\omega t} \quad (23)$$

Nous obtenons la relation de dispersion en introduisant (23) dans (19):

$$k^2 = -i\mu_0 \omega / \rho \quad (24)$$

Soit  $\beta$  l'angle de  $\rho$  dans le plan complexe, défini comme suit

$$\rho = |\rho| e^{i\beta} \quad (25)$$

En extrayant la racine de (24), nous obtenons

$$k = \sqrt{\frac{\mu_0 \omega}{|\rho|}} e^{-i(\beta/2 + \pi/4)} \quad (26)$$

que nous écrivons de préférence sous la forme

$$k = \frac{\omega_p}{\sqrt{2} c} \sqrt{|\sin\beta|} \left[ \sqrt{1 - \sin\beta} - i \sqrt{1 + \sin\beta} \right] \quad (26a)$$

L'angle  $\beta$  est positif, il est donné par

$$1/\sin\beta = + \sqrt{1 + v^2/\omega^2} \quad (27)$$

Pour  $v \gg \omega$  l'angle  $\beta$  tend vers zéro et l'orientation de  $k$  est de  $-45^\circ$ . Pour  $v \rightarrow 0$  l'angle  $\beta$  tend vers  $90^\circ$  et  $k$  s'oriente dans la direction de  $-90^\circ$ . Pour trouver l'angle de  $k$  il suffit de connaître la phase du champ électrique en fonction de l'amplitude. L'expression (23) s'écrit maintenant

$$E = E_0 \exp \left[ \text{Im}(k)x \right] \cdot \exp \left[ -i\text{Re}(k)x + i\omega t \right] \quad (28)$$

La variation de la phase est donnée par  $\Delta\varphi = \frac{d}{dx}(\omega t) \Delta x$  en posant  $[-\text{Re}(k)x + \omega t] = \text{const.}$  La variation d'amplitude en échelle logarithmique est  $\Delta \ln \hat{E} = \frac{d}{dx}(\ln \hat{E}) \Delta x$ . Le rapport des deux variations devient

$$\left| \frac{\Delta\varphi}{\Delta \ln \hat{E}} \right| = - \frac{\text{Re}(k)}{\text{Im}(k)} = \sqrt{\frac{1 - \sin\beta}{1 + \sin\beta}} = \frac{\cos\beta}{1 + \sin\beta} \quad (29)$$

$$= 1 \text{ pour } v \gg \omega$$

$$= 0 \text{ pour } v = 0$$

Nous ne connaissons malheureusement pas le champ électrique, mais examinons si une méthode analogue est applicable au champ magnétique. Les deux champs sont liés par l'expression

$$B = \frac{k}{\omega} E \quad (30)$$

Si  $B$  était proportionnel à  $E$  nous pourrions procéder de façon analogue avec  $B$ . La méthode reste encore applicable avec considération d'un terme de correction venant d'une variation lente de  $k$ . D'autre part notre géométrie est cylindrique, contrairement à ce qui a été suppo-

sé au départ, ce qui nous conduit à un autre terme de correction. Le comportement de l'onde en symétrie cylindrique est décrit par l'équation

$$\frac{d^2 E}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dE}{dr} + k^2 E = 0 \quad (31)$$

La solution obéissant à nos conditions aux limites est

$$E = J_0(kr) e^{i\omega t} \quad (32)$$

Dans la figure 5 nous reproduisons la valeur absolue des fonctions de Bessel  $J_0$  pour différentes orientations du vecteur  $k$ . Nous y distinguons l'allure particulière pour  $k = (\mu_0 \omega / 2 \rho_0)^{1/2} (1-i)$ , représentant l'effet skin normal à l'intérieur d'un cylindre métallique. La fonction débute comme une parabole du 4e degré.

Ecrivons de préférence l'équation (31) dans sa forme normale

$$\frac{d^2}{dr^2} (\sqrt{r} E) + k^2 \left[ 1 + 1/(2kr)^2 \right] \sqrt{r} E = 0 \quad (33)$$

Pour  $(kr)^2 \gg 1$  et  $k = \text{const.}$  la solution de (33) prend visiblement la forme asymptotique bien connue des fonctions de Bessel  $J_0 \sim e^{ikr} (r)^{-1/2}$

Pour une variation lente de  $k$  nous pouvons appliquer la méthode de WKB à l'équation (33), ce qui nous mène à

$$E \sim (kr)^{-1/2} \exp \left[ \int i k dr + i\omega t \right] \quad (34)$$

(Il s'agit d'une onde progressant vers l'intérieur, donc dans la direction de  $r$  négatif).

Enfin avec (30) nous aurons

$$B \sim \sqrt{\frac{k}{r}} \exp \left[ -\int \text{Im}(k) dr \right] \cdot \exp \left[ \int i \text{Re}(k) dr + i\omega t \right] \quad (35)$$

En écrivant  $k$  sous la forme  $|k| e^{-i\alpha}$  nous voyons que la variation de  $\alpha$  influence la variation de la phase de  $B$ . Mais l'expérience montre que  $\alpha$  est indépendant de  $r$  aux erreurs de mesure près. Nous obtenons ainsi, avec  $\alpha = \text{const}$

$$\left| \frac{\Delta \varphi}{\Delta \ln B} \right| \approx \frac{\text{Re}(k)}{-\text{Im}(k) + \frac{1}{2|k|} \cdot \frac{d|k|}{dr} - \frac{1}{2r}} \quad (36)$$

Deux termes de corrections apparaissent dans le dénominateur. Si l'angle de  $k$  est fixe, sa valeur absolue est proportionnelle à l'inverse de la profondeur de pénétration  $\delta$ , donc  $\frac{1}{|k|} \frac{d|k|}{dr} = -\frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dr}$ . A l'intérieur du plasma et jusqu'à la couche limite, la profondeur de pénétration diminue avec  $r$  parce que la température augmente. Le terme dû à la variation de celle-ci a comme effet de compenser le terme en  $1/2r$  dû à la cylindricité. Mais dans la couche limite les deux corrections s'additionnent.

Les mesures de l'angle  $\alpha$  du vecteur  $k$  ont été faites en utilisant la formule approximative

$$\left| \frac{\Delta \varphi}{\Delta \ell_n B} \right| \approx \frac{\operatorname{Re}(k)}{-\operatorname{Im}(k)} = \operatorname{ctg} \alpha \quad (37)$$

où  $\alpha$  est défini positivement quand  $\operatorname{Im}(k)$  est négatif selon la formule

$$k = |k| e^{-i\alpha} \quad \text{avec } \alpha = \beta/2 + \pi/4 \quad (38)$$

A l'intérieur du plasma la méthode est certainement valable. Aussi l'erreur due à la cylindricité est-elle faible, parce que  $|k|r \gg 1$  pour tous les cas considérés.

#### b) Cas anormal

La théorie classique de l'effet de peau conduit à une impédance inductive, ce qui se traduit par un angle  $\beta$  positif. Lorsque le libre parcours moyen des électrons dépasse l'épaisseur de peau, la théorie classique fait échec. L'effet anormal a été remarqué dans les métaux et une théorie a été élaborée par G.E.H. Reuter et E.H. Sondheimer (7). Cet effet a également été observé dans les plasmas par R.A. Demirkhanov, I.Ya. Kadysh et Yu.S. Khodyrev (8). Nos mesures de phases montrent systématiquement un angle  $\alpha$  inférieur à  $45^\circ$  lorsque le libre parcours moyen déterminé d'après la température calculée est du même ordre de grandeur ou plus grand que l'épaisseur de peau. L'angle  $\beta$  devient négatif et l'impédance capacitive.

La pénétration d'une onde électromagnétique dans un plasma capacitif se caractérise par une remontée du champ magnétique près de l'axe du cylindre (voir figure 5). Cette anomalie n'a pas pu être montrée expérimentalement.

talement. Nous avons cru détecter un faible signal dans l'axe, au moyen de la sonde magnétique, mais il ne s'agissait finalement que d'un pick-up électrique.

Comme l'angle  $\beta$  est maintenant défini négativement, il faut écrire

$$1/\sin\beta = - \sqrt{1 + \rho_0^2/\rho_1^2} \quad (39)$$

et toutes les expressions ci-dessus restent valables, en particulier (26 a).

## 6. Résultats de mesure

### a) Le vecteur de propagation

L'amplitude et la phase du champ magnétique sont mesurés directement sur les oscillogrammes. La figure 6 montre deux oscillogrammes typiques. La trace supérieure est obtenue avec la sonde touchant la paroi de verre et la trace inférieure est obtenue quand la sonde est déplacée de 2 mm vers l'intérieur. Le rapport d'amplitude augmente visiblement de période en période, ce qui signifie que l'épaisseur de peau diminue et que le plasma s'échauffe. On distingue également le décalage de phase entre les deux trains d'ondes.

Dans les figures 7a - 7f, nous reportons les amplitudes sur échelle logarithmique en fonction du rayon, ainsi que les phases en fonction de l'amplitude. Selon la théorie, les points de mesure de phase devraient se trouver sur une droite si le vecteur  $k$  varie lentement. Nos points de mesure sont dans la règle assez bien alignés et nous avons tracé les droites en ayant soin de laisser de côté les premiers points correspondant aux grandes amplitudes, là où  $k$  varie rapidement.

Les valeurs de  $\text{ctg}\alpha$ , calculées d'après la formule (37), sont indiquées dans les figures.

Dans le tableau II, nous reportons la pression de remplissage, le libre parcours moyen  $l$  d'après la température calculée, l'épaisseur de peau  $\delta$  donnée par la formule du cas normal (11), (qui n'a plus de signification lorsque  $l > \delta$ ) et les valeurs mesurées de  $\text{ctg}\alpha$ , ceci pour

la 3e et la 9e périodes du champ de haute fréquence.

3e période						9e période				
p	T	n <sub>e</sub>	ℓ	δ	ctgα	T	n <sub>e</sub>	ℓ	δ	ctgα
μ	10 <sup>4</sup>	10 <sup>20</sup>	mm	mm		10 <sup>4</sup>	10 <sup>20</sup>	mm	mm	
107	3,8	23	0,16	2,7	1,0	4,2	60	0,07	2,5	1,0
60	4,5	20	0,25	2,3	0,9	6,3	41	0,19	1,8	1,0
38	5,4	16	0,44	2,0	1,7	9,5	27	0,83	1,3	2,6
24	6,9	12	1,0	1,7	1,7	15	17	3,3	0,95	2,5
17	8,6	10	1,9	1,4	2,0	21	12	9,2	0,75	1,7
7,8	16,6	5,2	13	0,9	2,4	48	5,5	105	0,40	2,2

Tableau II

Le libre parcours moyen est environ égal à  $v/\nu$  où  $v$  est la vitesse moyenne des électrons et  $\nu$  la fréquence de collision donnée par (5) et (21) ( $\rho = \rho_0$  pour  $\nu \gg \omega$ ). En introduisant les facteurs numériques, nous obtenons

$$l \approx 2,5 \cdot 10^8 T^2 / n_e \quad (40)$$

Nos mesures montrent bien la transition du cas normal au cas anormal. L'angle  $\alpha$  du vecteur de propagation est voisin de 45° dans le cas normal, c'est-à-dire lorsque  $l \ll \delta$ . Dès que le libre parcours moyen devient comparable à la valeur de l'épaisseur de peau, le vecteur  $k$  tourne en s'approchant de l'axe réel. La plus grande des valeurs de  $\text{ctg}\alpha$  observée est de 2,6.

#### b) Le confinement

Dans les figures 7 les courbes du champ magnétique présentent un plateau plus ou moins prononcé selon la densité. Le plasma décolle de plus en plus des parois lorsque la densité diminue, mais au-dessous de  $17 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$  la tendance au décollement diminue à nouveau. Ceci est contraire aux considérations du paragraphe 3, applicables au cas de l'effet skin normal. En réalité l'effet skin devient anormal pour les densités les plus faibles et la dynamique du confinement que nous avons développée n'est plus valable. D'après le travail cité sous

réf. (8), nous savons que la formule (11) pour l'épaisseur de peau devient fautive lorsque  $l > \delta$ . Le fait que le plasma ne se contracte pas signifie que l'efficacité du chauffage HF devient relativement meilleure dans le cas anormal. Une précision à ce sujet sera faite au paragraphe suivant.

### c) Le vecteur de Poynting

La dissipation totale n'est rien d'autre que la radiation électromagnétique pénétrant dans le plasma. Le vecteur de Poynting est égal au produit vectoriel du champ électrique et magnétique. Comme  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  font un angle de  $90^\circ$ , nous pouvons écrire la moyenne dans le temps du vecteur de Poynting comme suit :

$$S = \frac{1}{2} (E.H) \quad (41)$$

où  $(E.H)$  est le produit scalaire des amplitudes des champs. Avec la relation (30) nous obtenons

$$S = \frac{1}{2} \left( E \cdot \frac{k E}{\mu_0 \omega} \right) = \frac{E^2}{2\mu_0 \omega} \operatorname{Re}(k) \quad (42)$$

Remplaçons  $E^2$  par  $H^2$  selon (24) et (30), ce qui fait

$$S = \frac{1}{2} H^2 |\rho| \operatorname{Re}(k) \quad (43)$$

Dans le cas normal et pour  $\nu \gg \omega$  nous avons  $\operatorname{Re}(k) = |k| : \sqrt{2}$ . Diverses substitutions nous amènent à

$$S = \frac{H^2 Z_0}{2\sqrt{2}} \cdot \frac{\sqrt{\nu \omega}}{\omega_p} \quad (44)$$

où  $Z_0$  est l'impédance du vide  $\sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ . Par  $H$  il faut comprendre la valeur de crête. Le vecteur de Poynting sous la forme (44) met en évidence les grandeurs entrant en jeu. Mais pour le calcul numérique, il est préférable d'introduire l'épaisseur de peau et la valeur efficace de  $B$ . Cela nous conduit à l'expression

$$S = (B_{\text{eff}})^2 \omega \delta / 2 \mu_0 \quad (45)$$

La valeur de l'épaisseur de peau est donnée par la pente de  $\ln B$ , à condition que  $\delta$  change lentement et que  $\delta \ll r$ . Elle est donnée par



$$\delta \approx \frac{B}{dB/dr} \quad (46)$$

Choisissons un exemple où les conditions que nous venons de citer sont assez bien remplies : Pression de remplissage 60  $\mu$ , 9e période, effet skin normal. Nous obtenons à partir de la figure 7 l'épaisseur de peau  $\delta = 1,1 \cdot 10^{-3}$  m et le champ  $B_{\text{eff}} = 0,09$  Wb/m<sup>2</sup> au rayon  $r = 24$  mm. Le flux d'énergie devient  $S = 1,1 \cdot 10^8$  W/m<sup>2</sup>. Multiplié par la surface du plasma considéré, la puissance devient égale à 3,3 MW. C'est la puissance pénétrant dans le plasma au rayon de 24 mm. La couche extérieure de 1,25 mm d'épaisseur ne peut pas être explorée à cause de la place qu'occupe la sonde. Dans cette région, le gradient de température est obligatoirement très grand, ce qui implique une variation rapide du vecteur  $k$ , et la formule (45) devient de toute façon inapplicable. Nous avons fait des estimations d'après lesquelles plusieurs mégawatts devraient être dissipés dans cette couche. Il n'est pas étonnant d'avoir trouvé par le calcul une puissance totale de 7 MW (voir fig. 4).

Revenons au cas anormal : La dissipation ohmique dans le plasma est déterminée par les collisions des électrons avec les ions. Il est raisonnable d'admettre que la partie réelle de la résistivité est toujours égale à  $\nu/\epsilon_0 \omega_p^2$  conformément à la formule (21), tandis que la partie imaginaire est dictée par l'angle  $\beta$  que nous avons mesuré, soit

$$\rho_1 = \frac{\nu \operatorname{tg} \beta}{\epsilon_0 \omega_p^2} \quad (\beta < 0) \quad (47)$$

L'expression (43) du vecteur de Poynting devient alors

$$S = \frac{H^2 Z_0}{2 \sqrt{2}} \cdot \frac{\nu}{\omega_p} |\operatorname{tg} \beta| \cdot \sqrt{|\operatorname{csc} \beta - 1|} \quad (48)$$

L'angle  $\beta$  mesuré se situe entre  $-29^\circ$  et  $-48^\circ$ . Pour  $\beta = -30^\circ$  par exemple nous avons  $|\operatorname{tg} \beta| \cdot \sqrt{|\operatorname{csc} \beta - 1|} = 1$  et l'expression du vecteur de Poynting devient

$$S(-30) = \frac{H^2 Z_0}{2 \sqrt{2}} \cdot \frac{\nu}{\omega_p} \quad (49)$$

Comparée à l'expression (44) nous remarquons que les deux cas se distinguent par un seul facteur qui vaut respectivement  $\sqrt{\omega \nu}$  ou  $\nu$  sui-

vant que l'impédance est normale ou anormale. Or la fréquence de collision est supérieure à la fréquence du générateur pour tous les domaines de densité et de température rencontrés lors de nos mesures. Nous avons donc l'inégalité  $\nu > \sqrt{\omega\nu}$  et par conséquent la dissipation ohmique devient relativement plus grande dans le cas anormal. L'échauffement du plasma est en réalité plus violent que prévu.

#### d) Profil de température

La détermination de l'épaisseur de peau selon la formule (46) peut être effectuée en divers points à l'intérieur du plasma. La méthode est approximative pour les raisons que nous avons mentionnées. Nous donnons à titre indicatif, dans la figure 8, le profil de température, à différents instants, pour une pression de remplissage de 60  $\mu$ . Les températures sont calculées d'après la formule (11). Elles présentent de forts maxima dans la région de la couche limite. Le plasma est donc loin d'être isotherme, mais les températures moyennes correspondent aux graphiques calculés de la figure 2.

### 7. Remarques finales

Les mesures par sonde magnétique dans un plasma chauffé par la haute fréquence sont riches en information. Les résultats devront être vérifiés par d'autres méthodes de diagnostic.

Le calcul exact des profils de température reste encore à faire, de même que la détermination des flux de chaleur vers l'intérieur et à travers la couche limite, en présence du champ magnétique alternant.

Les plasmas que nous avons obtenus offrent une faible pénétration du champ de haute fréquence, mais un phénomène non encore expliqué est apparu. Une composante continue du champ magnétique s'établit dans la région centrale. La figure 9 en montre un exemple. Plus la densité est petite et plus le champ continu est prononcé. Ce dernier n'est pas toujours reproductible et il peut changer de signe lorsqu'on varie le temps d'attente entre la préionisation et la décharge de haute fréquence. Des essais à plus grande puissance et de plus longue durée montreront si ce champ persiste.

Références

- 1) E.S. Weibel : High power rf pulse generator, Rev. Sc. Instr. 35, 173 (1964)
- 2) R. Keller : Haute fréquence de grande puissance obtenue au moyen d'un générateur à ligne. Helvetica Physica Acta (sous presse)
- 3) L. Spitzer : Physics of fully ionized gases. Interscience Publishers Ltd, London (1956), page 86
- 4) E. Hinnov, A.S. Bishop and F.W. Hofmann : Interpretation of atomic hydrogen light in the C stellarator. Princeton University, MATT-270, May 1964
- 5) W.L. Fite and R.T. Brackmann : Collision of electrons with hydrogen atoms. I. Ionization. Phys. Rev. 112, 1141 (1958)
- 6) J.M.P. Quinn : Gas laser determination of the electron density in the afterglow of a hydrogen discharge. Culham Laboratory, Preprint CLM-P60, September 1964
- 7) G.E.H. Reuter and E.H. Sondheimer : The theory of the anomalous skin effect in metals. Proc. of the Royal Soc. A 195, 336 (1948-49)
- 8) R.A. Demirkhanov, I.Ya. Kadysh and Yu.S. Khodyrev : Skin effect in a high frequency ring discharge. Soviet Physics JETP, 19, 791 (1964)
- 9) Proceedings of the Symposium on atomic collision processes in plasmas. Culham Laboratory, Sept. 14th - 16th (1964). Research group report AERE-R 4818.

Figures

- Fig. 1      Dispositif expérimental  
1. Sonde      2. Blindage      3. Boucle d'ignition
- Fig. 2      Evolution de la température  
et champ magnétique en fonction du nombre de périodes
- Fig. 3      Taux d'ionisation
- Fig. 4      Puissance ohmique et d'ionisation
- Fig. 5      Valeur absolue de la fonction de Bessel  $J_0$  pour  
arguments complexes
- Fig. 6      Le programme d'amplitude  
Trace supérieure : la sonde touche la paroi de verre  
Trace inférieure : sonde à 2 mm de la paroi  
Pression de remplissage : 24 microns  
Vertical : 900 Gauss/div.    Horizontal : 0,52  $\mu\text{sec/div.}$
- Fig. 7      Amplitude et phase : 7a :  $p = 107 \mu$      $n = 7,5 \cdot 10^{21}$   
7b :  $p = 60 \mu$      $n = 4,2 \cdot 10^{21}$   
7c :  $p = 38 \mu$      $n = 2,7 \cdot 10^{21}$   
\*            7d :  $p = 24 \mu$      $n = 1,7 \cdot 10^{21}$   
7e :  $p = 17 \mu$      $n = 1,2 \cdot 10^{21}$   
7f :  $p = 7,8 \mu$      $n = 5,5 \cdot 10^{20}$
- Fig. 8      Profil de température
- Fig. 9      Champ magnétique dans l'axe  
Pression : 17  $\mu$ .    Vertical : 450 Gauss/div.  
Horizontal : 0,52  $\mu\text{sec/div.}$

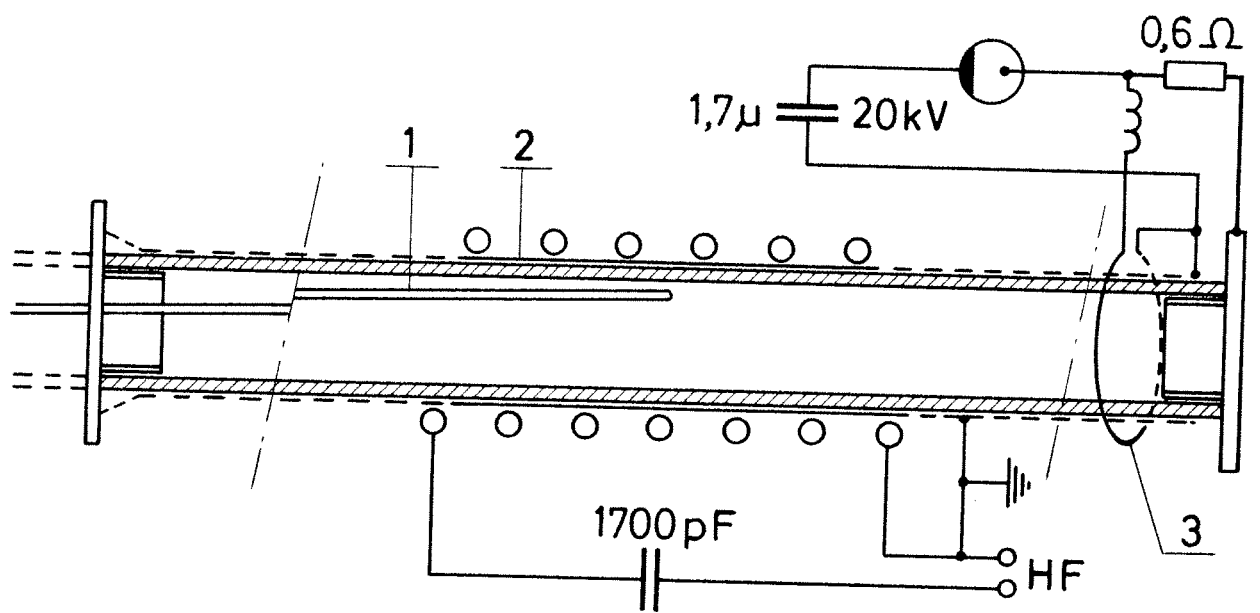
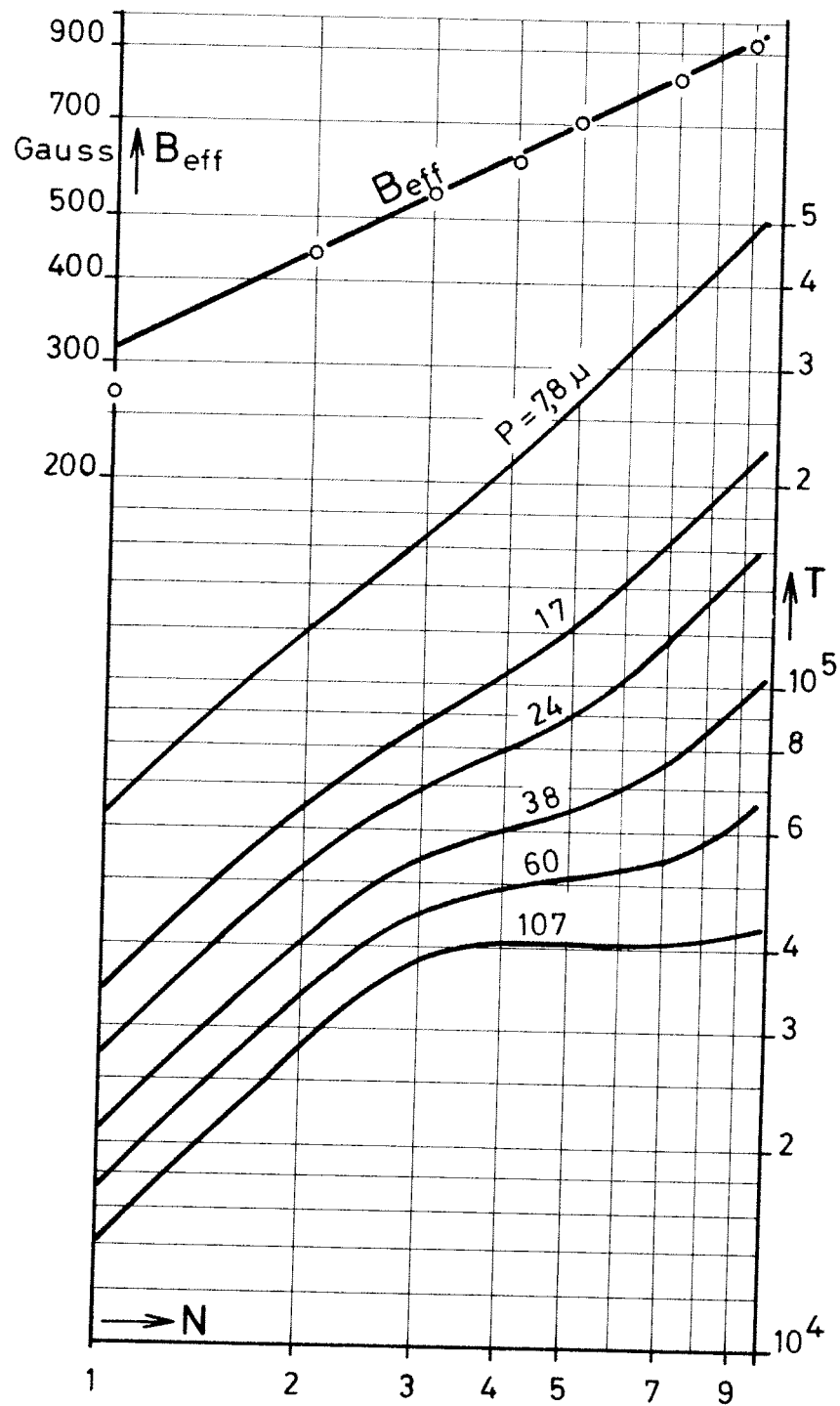


Fig. 1      Dispositif expérimental

- 1. Sonde
- 2. Blindage
- 3. Boucle d'ignition.



**Fig. 2** Evolution de la température  
et champ magnétique en fonction du nombre de  
périodes.

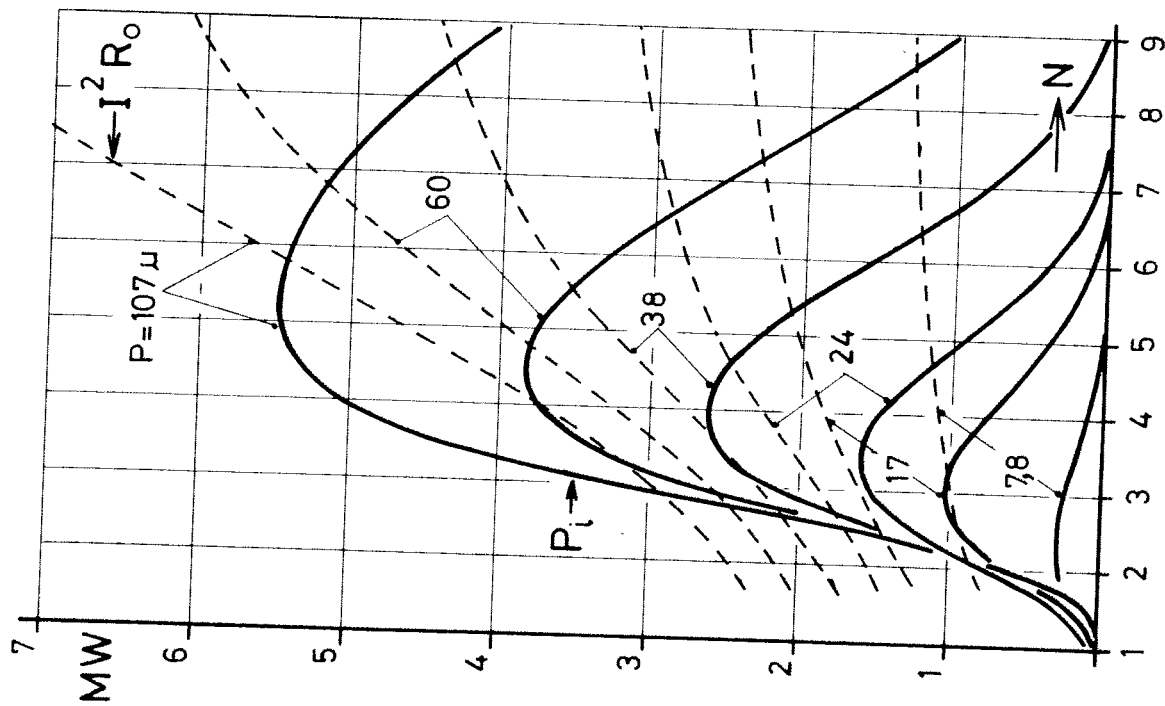


Fig. 4 Puissance ohmique et d'ionisation

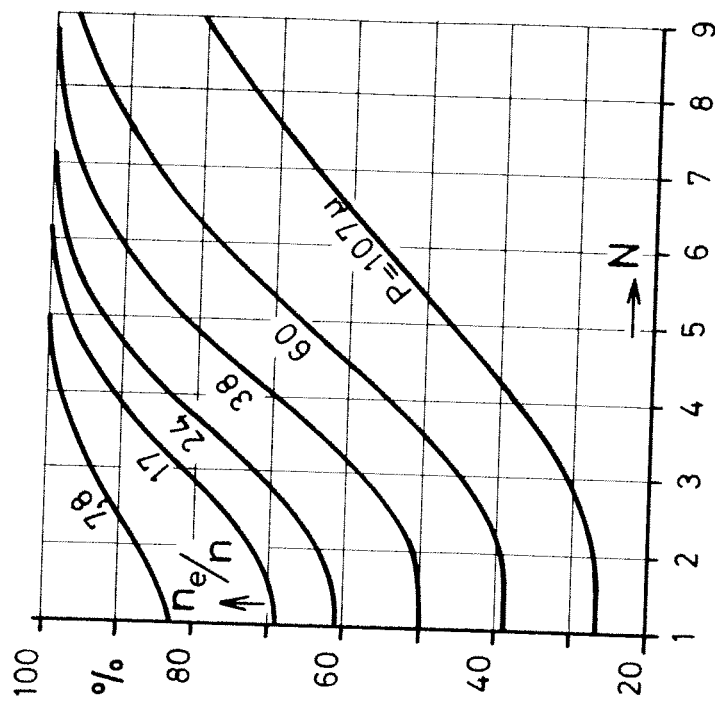


Fig. 3 Taux d'ionisation

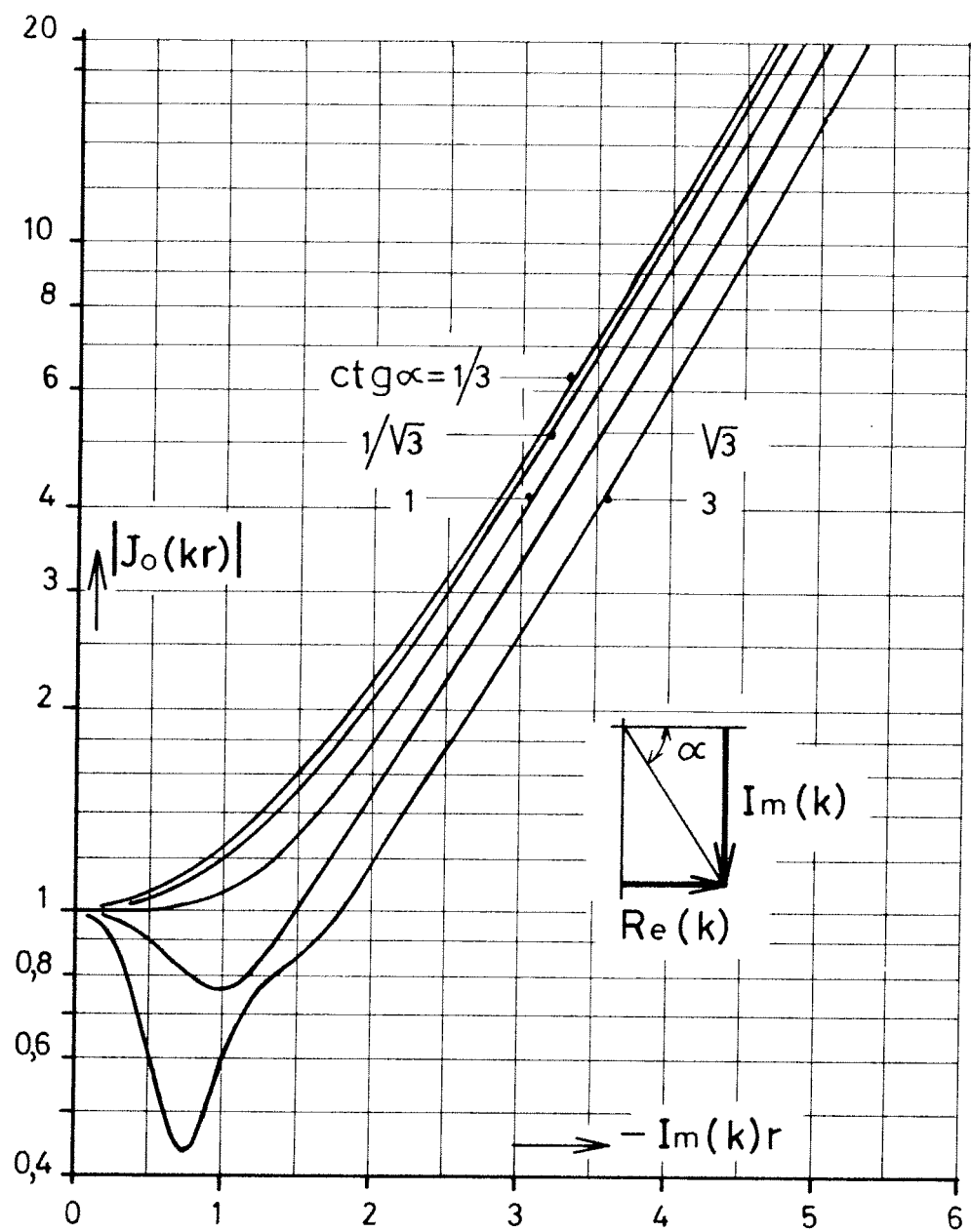


Fig. 5 Valeur absolue de la fonction de Bessel  $J_0$  pour arguments complexes



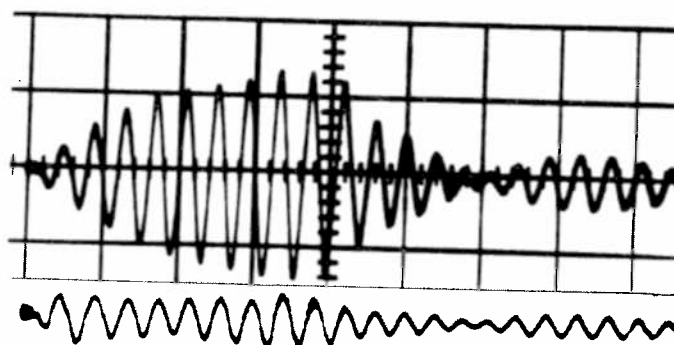


Fig. 6. Le programme d'amplitude

Trace supérieure : la sonde touche la paroi de verre  
 Trace inférieure : sonde à 2 mm de la paroi  
 Pression de remplissage : 24 microns  
 Vertical : 900 Gauss/div. Horizontal : 0,52  $\mu$ sec/div.

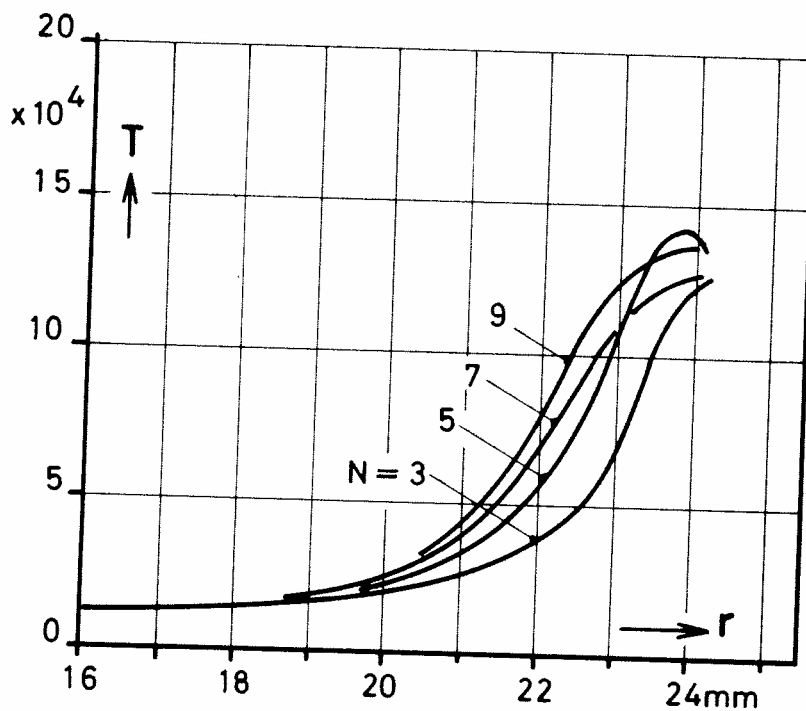


Fig. 8 Profil de température

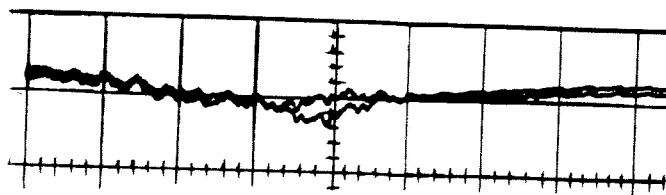


Fig. 9 Champ magnétique dans l'axe

Pression : 17  $\mu$ . Vertical : 450 Gauss/div.  
 Horizontal : 0,52  $\mu$ sec/div.